

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ
В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ЛАЗЕРЕ
НА УДАРНОЙ ТРУБЕ БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА**

*С. А. Лосев, В. Н. Макаров, В. А. Павлов, О. П. Шаталов
(Москва)*

Описание установки

Для проведения экспериментов по исследованию процессов в газодинамических лазерах на углекислом газе необходимо иметь достаточно большой объем равномерно нагретой исследуемой смеси газов под давлением в несколько атмосфер при температуре до двух и более тысяч градусов. Для получения таких условий наиболее удобно воспользоваться методом нагрева газа с помощью ударных волн, которые получаются в ударных трубах. Специфика работы требует получения газодинамических потоков, имеющих большой поперечный размер. Поэтому указанные работы целесообразно проводить на ударной трубе большого диаметра. С этой целью в данной работе была использована ударная труба с диаметром потока в рабочей части около 500 мм. Камера высокого давления этой ударной трубы с внутренним диаметром 90 мм имела длину 3 м. Диафрагма, разделяющая камеры высокого и низкого давления, крепилась в специальном узле с помощью кассеты. Между камерами устанавливался конусный переходник с полууглом раствора 15° . Длина камеры низкого давления 13 м, диаметр 493 мм, материал стенок — нержавеющая сталь. Для проведения экспериментов с охлаждающейся газовой смесью в торцевой части ударной трубы поперек потока устанавливалась плоская вставка — плита с плоским клиновидным соплом с критическим сечением сопла в виде щели (высота 2 мм, ширина 453 мм). Дозвуковой контур сопла имел форму окружности радиуса 4 мм; полуугол раствора сопла в сверхзвуковой области течения — 15° . Плита с соплом могла перемещаться вдоль оси трубы по направляющим стержням и закрепляться в определенном положении относительно смотровых окон трубы. Это обеспечивает возможность проведения исследований в разных сечениях сопла.

Для получения необходимых параметров газа перед входом в сопло камера высокого давления (30 атм) перед экспериментом наполнялась стехиометрической смесью водорода с кислородом, разбавленной избыточным количеством водорода или гелия. Смесью поджигалась одновременно в восьми точках вдоль оси камеры с помощью системы последовательно соединенных разрядников. В работе применялись латунные диафрагмы толщиной 1—1,5 мм с шестью насечками глубиной 0,5—0,7 мм.

Камера низкого давления трубы откачивалась до давления $1 \cdot 10^{-2}$ тор, скорость натекания газа вследствие недостаточной герме-

тизации и десорбции со стенок составляла $1 \cdot 10^{-4}$ — $5 \cdot 10^{-5}$ тор/мин. Перед экспериментом камера «промывалась» исследуемой смесью газов. Смесью составлялась в отдельном баке объемом $\sim 1 \text{ м}^3$ с использованием принудительной циркуляции. Особое внимание обращалось на очистку трубы от воды, образующейся после сжигания гремучей смеси, с помощью откачки и вымораживания. Остаточные водяные пары в трубе контролировались методом регистрации инфракрасного излучения водяного пара, нагретого в ударной волне, распространяющейся в аргоне или кислороде, которыми специально наполнялась камера низкого давления. Калибровка детектора инфракрасного излучения была проведена путем регистрации излучения ударной волны в парах воды, вводимых в трубу при известном давлении. Применяемая процедура очистки позволила снизить содержание примеси водяного пара до уровня $< 10^{-2}$ тор, т. е. менее 0,1% начального давления исследуемых смесей.

Исследование излучения ударно нагретого газа показало, что размеры «пробки» между фронтом волны и контактной поверхностью соответствуют ожидаемым по расчетам с учетом пограничного слоя на стенках трубы. Продолжительность существования равномерно нагретого столба газа Δt_0 за отраженной волной перед входом в сопло в используемых режимах работы установки составляет около 1 мс.

При запуске бездиафрагменного сверхзвукового сопла, установленного в торце ударной трубы, через газ в сопле распространяется первичная ударная волна, затем — контактная поверхность, за которой движется поступающий в сопло газ, и вторая ударная волна, идущая навстречу потоку (и сносимая им). После прохождения волны разрежения устанавливается квазистационарное истечение [1], являющееся объектом исследования. Продолжительность его ограничена либо временем Δt_0 , либо повышением давления в камере за соплом и продвижением замыкающей ударной волны внутрь сопла.

Изучение процесса запуска сопла в данной работе проведено с помощью регистрации поглощения ультрафиолетового излучения в потоке, протекающем через сопло [2]; в качестве пробной среды применялся молекулярный кислород. Схема регистрации поглощения включала импульсный источник УФ-излучения, свет от которого распространялся поперек потока в сопле, вакуумный монохроматор ВМ-1, фотоумножитель с преобразователем излучения на основе терфенила и импульсный осциллограф. Образец осциллографической записи сигнала, полу-

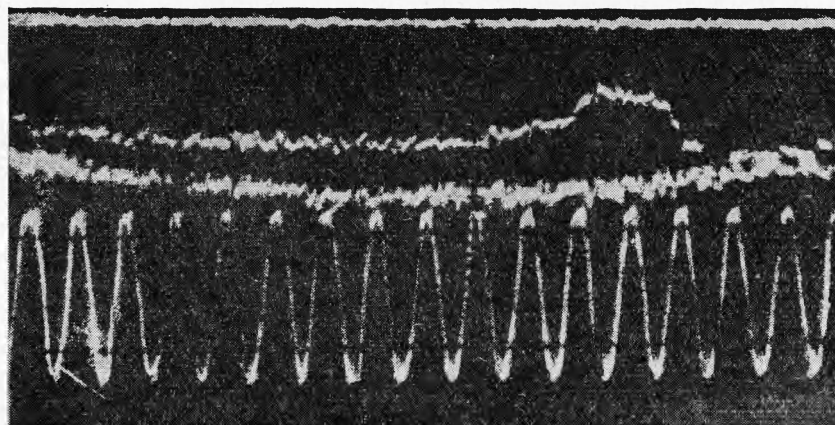


Рис. 1. Осциллограмма поглощения УФ-излучения нагретым кислородом при течении через сопло ударной трубы; метки времени — 10 мкс.

ченного при рабочих режимах исследования (начальное давление $p_1 = 15 \div 40$ тор, скорость волны в камере низкого давления $v = 1,4 \div 1,6$ км/с), представлен на рис. 1. Характер полученных сигналов соответствует общим представлениям о процессах, протекающих в таких соплах: после прихода ударной волны в сопло наблюдается уменьшение сигнала, связанное с появлением в поле зрения прибора, нагретого первой волной кислорода, поглощающего ультрафиолетовое излучение. После прохождения второй ударной волны сигнал увеличивается (поглощение уменьшается) и спустя несколько десятков микросекунд устанавливается практически постоянный уровень сигнала, соответствующий квазистационарному истечению газа. Наблюдаемое на осциллограмме дальнейшее падение сигнала связано с уменьшением уровня сигнала подсветки вследствие недостаточной длительности импульса излучения источника света. Как показали эксперименты по изучению усиления и поглощения света в углекислом газе и смесях $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He(H}_2\text{O)}$ и лазерной генерации (см. ниже), продолжительность квазистационарного течения газа в применяемом сопле составляет $0,8 \div 1$ мс.

Измерение усиления и поглощения инфракрасного излучения

Основным содержанием работы является исследование поглощения и усиления лазерного излучения ОКГ на CO_2 (длина волны $10,6$ мк) смесями $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He(H}_2\text{O)}$, протекающими в сопле описанного выше типа. Для измерения коэффициента усиления (поглощения) была собрана и налажена схема (рис. 2), в основу которой положен метод, описанный в [3]. Излучение промышленного электроразрядного инфракрасного CO_2 -лазера при помощи полупрозрачной пластины КВг направляется в ударную трубу, в область расширяющегося участка клиновидного сопла, далее пучок проходит фильтр, выделяющий длину волны $10,6$ мк, и при помощи системы зеркал фокусируется на фотоприемнике Ge—Au . Электрический сигнал с приемника через катодный повторитель подается на один из входов осциллографа. Максимальная чувствительность входного блока достигает 50 мкВ/см. Для контроля за относительной интенсивностью пучка, проходящего через сопло, измеряется уровень опорного модулированного сигнала того же лазера; этот сигнал регистрируется с помощью второго канала того же осциллографа. Относительная чувствительность каналов контролировалась путем одновременной модуляции сигналов. Выражение для определения коэффициента усиления имеет вид

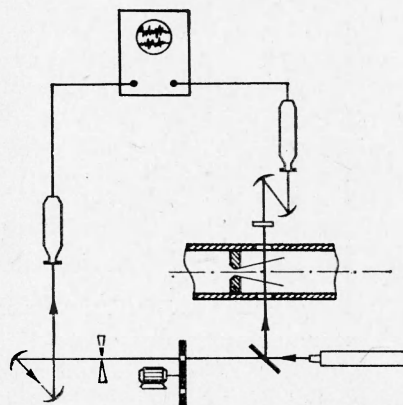


Рис. 2. Схема измерения коэффициента усиления света в смеси газа.

$$K = \frac{1}{l} \ln \frac{\alpha I_1 + I_2}{\alpha I_1},$$

где l — оптическая длина пути светового пучка в сопле; I_1 — уровень опорного сигнала; I_2 — уровень сигнала, соответствующий изменению интенсивности лазерного луча, прошедшего через сопло; α — отноше-

ние интенсивностей прошедшего луча и луча, отраженного от полупрозрачной пластины.

Образцы получаемых осциллограмм регистрации усиления света приведены на рис. 3. При работе с лазерными смесями вначале наблюдаются выбросы, связанные с шлирен-эффектами на оптических неоднородностях, возникающих при запуске сопла. Затем устанавливается некоторый почти постоянный уровень сигнала, соответствующий квазистационарному истечению¹. Во многих опытах вначале наблюдаются максимумы усиления, превышающие постоянный уровень на 10—50%.

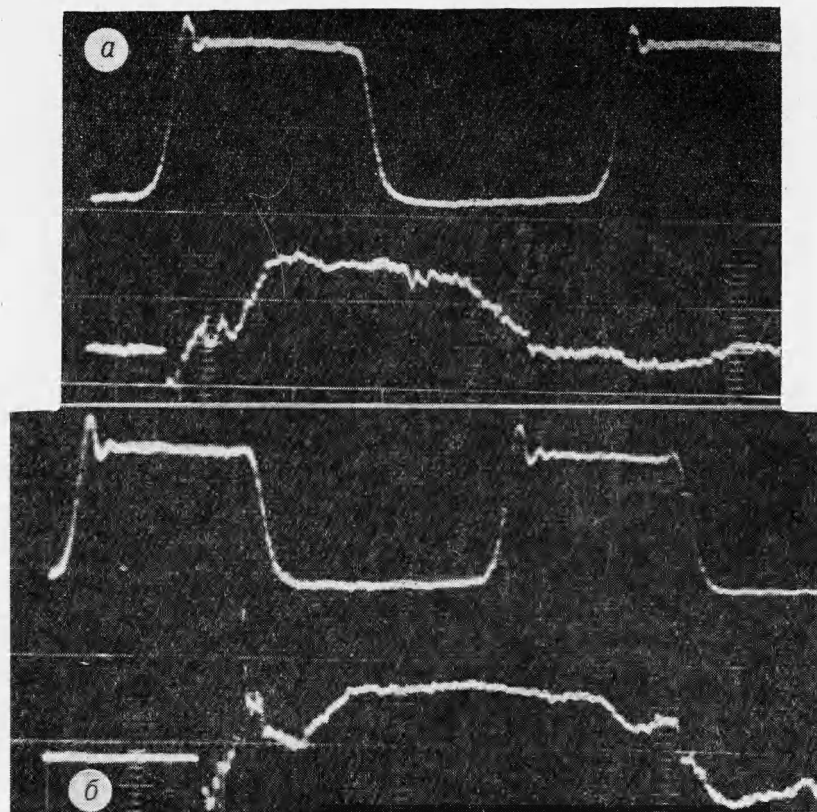


Рис. 3. Осциллограммы сигналов усиления.

а) смесь 10% CO_2 +40% N_2 +50% He , $v=1,67$ км/с, $T_0=2080^\circ\text{K}$, $p_0=5,85$ атм; б) смесь 15% CO_2 +83% N_2 +2% H_2O , $v=1,34$ км/с, $T_0=1860^\circ\text{K}$, $p_0=6,5$ атм.

Спустя 0,8—1 мс сигнал постепенно спадает до нуля, усиление отсутствует около 1 мс, после чего опять появляется. Через некоторое время появляется третий, более слабый сигнал усиления. При течении в сопле неразбавленного углекислого газа такие «пульсации» сигнала поглощения отсутствуют, и течение характеризуется устойчивым квазистационарным состоянием в продолжение нескольких миллисекунд. Повидимому такое различие связано с характером взаимодействия отраженных ударных волн с контактной поверхностью толкающего газа в области перед входом в сопло.

Эксперименты в смеси 10% CO_2 +40% N_2 +50% He проведены в диапазоне скоростей ударных волн $v=1,43$ —1,9 км/с при начальных

¹ В некоторых опытах постоянный уровень сигнала усиления света не достигается (сигнал имеет почти треугольную форму); установить зависимость формы сигнала от начальных условий опыта не удалось.

давлениях $p_1=32,4-44,0$ тор, в смеси $15\% \text{ CO}_2+83\% \text{ N}_2+2\% \text{ H}_2\text{O}$ при $v=1,3-1,43$ км/с и $p_1=38-42$ тор. Результаты измерения коэффициента усиления в этих смесях приведены в табл. 1¹ и на рис. 4. При этом предполагалось, что параметры газа перед входом в сопло (T_0 , p_0) равны значениям, получаемым с помощью законов сохранения массы, импульса, энергии и уравнения состояния для смеси газов за фронтом отраженной ударной волны в состоянии полного колебательного равновесия без учета диссоциации². На расстоянии до 3 см от крити-

Таблица 1

x , см	T_0 , °K	p_0 , атм	$K \cdot 10^2$, 1/см	x , см	T_0 , °K	p_0 , атм	$K \cdot 10^2$, 1/см
2,2	2300	4,9	-0,48	7,0	2600	5,6	0,58
4,2	1610	2,6	0,33	8,2	1700	2,9	0,50
4,2	1780	4,0	0,54	8,2	2080	5,3	0,53
4,2	2300	4,7	0,40	8,2	2500	5,3	0,43
6,2	1640	2,8	0,40	10,2	1640	2,8	0,45
6,2	1780	4,0	0,56	10,2	1740	3,1	0,41
6,2	2600	5,6	0,43	10,2	1740	4,0	0,44
7,0	1700	3,0	0,47	10,2	2080	5,2	0,50
7,0	2100	5,3	0,56	10,2	2350	4,8	0,48
7,0	2540	5,5	0,40				

Примечание. x — расстояние от критического сечения сопла.

ческого сечения сопла (отношение площади потока A к площади критического сечения A_* менее 9) наблюдается поглощение света в указанных смесях. Далее по соплу коэффициент усиления становится положительным и растет до расстояний 7—8 см от критического сечения ($A/A_*=20 \div 22$), достигая значений $0,5-0,6 \text{ \%} \cdot \text{см}^{-1}$. Вниз по потоку, несмотря на дальнейшее расширение (до $A/A_*=31$), коэффициент усиления меняется незначительно.

Наибольшие значения зарегистрированных здесь величин коэффициента усиления совпадают с известными максимальными результатами, полученными в соплах различной конфигурации при аналогичных начальных давлениях в разных по составу смесях $\text{CO}_2-\text{N}_2-\text{He}(\text{H}_2\text{O})$, разной начальной температуре при нагреве газа за счет горения смесей $\text{CO}-\text{H}_2-\text{O}_2(\text{O}_3)$ с добавкой азота [4, 5], с помощью электрического разряда [6, 7] и в ударных волнах [3, 8]. Отметим, что с увеличением давления в опытах со щелью удалось получить более высокие значения коэффициента усиления (до 1%) [9—11]. Применяя сопла с угловой точкой поворота в критическом сечении и существенно повышая давление (с одновременным увеличением температуры), согласно [12], можно добиться значительного роста уровня удельной мощности генерируемой энергии. Таким образом, зарегистрированные максимальные значения коэффициента усиления достаточно просто получаются на

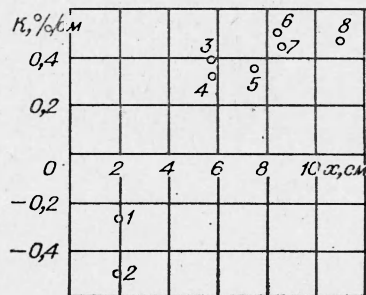


Рис. 4. Измеренные значения коэффициента усиления в смеси $15\% \text{ CO}_2+83\% \text{ N}_2+2\% \text{ H}_2\text{O}$ в зависимости от расстояния от критического сечения сопла.

1 — $T_0=1700^\circ \text{ K}$, $p_0=5,9$ атм; 2 — $T_0=2060^\circ$, $p_0=6,8$ атм; 3 — $T_0=1800^\circ$, $p_0=5,9$ атм; 4 — $T_0=2040^\circ$, $p_0=6,9$ атм; 5 — $T_0=1650^\circ$, $p_0=4,8$ атм; 6 — 1860° , $p_0=26,5$ атм; 7 — $T_0=1840^\circ$, $p_0=5,4$ атм; 8 — $T_0=1940^\circ$, $p_0=6,3$ атм.

¹ Смесь $10\% \text{ CO}_2+40\% \text{ N}_2+50\% \text{ He}$.

² При наиболее высоких значениях температуры в отраженной ударной волне снижение температуры газа вследствие диссоциации достигало 150° K .

различных установках. Получение более высоких значений K требует значительного увеличения давления газа и оптимизации контура применяемых сопел.

Быстрый рост K в наших опытах при $A/A_* > 9$ связан с появлением и увеличением инверсии между колебательными состояниями (001) и (100) молекулы CO_2 . Слабое изменение коэффициента усиления к концу сопла объясняется тем, что уменьшение его за счет падения плотности потока в большой мере компенсируется сужением спектральных линий вследствие уменьшения давления (см. ниже).

Расчет инверсии и коэффициента усиления в газодинамическом лазере

Для анализа процессов в газодинамическом лазере необходимо решить задачу о течении релаксирующего газа в сопле. Численное решение такой задачи для некоторых конкретных конфигураций сопел ГДЛ дано в [13—16], а также в ряде других работ. Естественно, что при постановке данного исследования было решено разработать программу расчета течения в ГДЛ с учетом последних достижений в этой области.

Для количественного описания процесса охлаждения исследуемых смесей газа в сопле были использованы обычные уравнения газодинамики для одномерного стационарного течения релаксирующего газа. Релаксационные уравнения для колебательной энергии были записаны в наиболее простом виде, отвечающем современному уровню знания кинетики колебательного энергообмена в смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He(H}_2\text{O)}$, т. е. в предположении равенства значений колебательной температуры T_1 и T_2 для ν_1 - и ν_2 -типов колебаний CO_2 и выделению для обмена энергии с ν_3 -типом колебаний CO_2 основных каналов (001) $\rightleftharpoons$ (030) и (001) $\rightleftharpoons$ (110). Предполагалось, что молекулы воды находятся в колебательном равновесии с поступательными степенями свободы. Для колебательной энергии e_i i -го типа колебаний, выраженной через среднее число квантов на одну молекулу $e_i = [\exp(\theta_i/T_i) - 1]^{-1}$ (θ_i — характеристическая колебательная температура i -го вида колебаний, T_i — колебательная температура¹), получают уравнения

$$\frac{\partial e_2}{\partial t} = \nu \Phi_{23} + \frac{p}{\tau'} (\bar{e}_2 - e_2); \quad \frac{\partial e_3}{\partial t} = -\Phi_{23} - \xi_4 \cdot \Phi_{34}; \quad \frac{\partial e_4}{\partial t} = \xi_3 \Phi_{34} + \frac{p}{\tau''} (\bar{e}_4 - e_4),$$

где

$$\Phi_{23} = p Q_{23} \left[e_3 (e_2 + 1)^3 - e_2^3 (e_3 + 1) e^{-\frac{\theta_3 - 3\theta_2}{T}} \right];$$

$$\Phi_{34} = p Q_{34} [e_3 (e_4 + 1) e^{\frac{\theta_3 - \theta_4}{T}} - e_4 (e_3 + 1)]; \quad e_1 = \frac{e_2^2}{1 + 2e_2}; \quad Q_{23} = \sum_i \xi_i Q_{23}^{(i)};$$

$$\tau' = \sum_i (\xi_i / \tau'_i); \quad \tau'' = \sum_i (\xi_i / \tau''_i);$$

ξ_i — молярная доля i -й компоненты; ν — постоянный множитель порядка единицы²; τ' , τ'' — значения времени колебательной релаксации CO_2 и N_2 для колебательно-поступательного обмена, с · атм; ξ_3 , ξ_4 — молярные доли компонент; Q_{23} , Q_{34} — значения вероятности

¹ Фигурирующие здесь и далее индексы: 1—3 — тип колебаний молекулы CO_2 , 4 — молекула N_2 , 5 — атом гелия, 6 — молекула воды.

² Наличие этого множителя связано с учетом сразу двух каналов обмена энергией (001) $\rightleftharpoons$ (030) и (001) $\rightleftharpoons$ (110).

колебательного обмена для соответствующих переходов, 1/с·атм. Принятые для величин τ' , τ'' , Q_{23} зависимости от температуры заимствованы из [17—19]¹ и приведены в табл. 2. Для обмена $N_2-CO_2(v_3)$, согласно [17], предполагалось, что $\lg Q_{34}[1/\text{с} \cdot \text{атм}] = 7,42 - 1,65 \cdot 10^{-3}T + 5,7 \cdot 10^{-7}T_2$.

Задача о течении релаксирующего газа в сопле решена численно неявным методом; время расчета одного варианта на БЭСМ-6 составляет около 30 с. В результате решения получают распределения значений T , T_i и p вдоль потока при заданных начальных величинах (состав газа, температура и давление) перед входом в сопло.

Таблица 2

i	$\lg \tau'$	$\lg \tau''$	$\ln Q_{23}$
1÷3	$17,42x - 7,85$	$104x - 11,2$	$-10,684 + 5,93 \cdot 10^2 \cdot x - 4,76 \cdot 10^3 x^2 + 1,22 \cdot 10^4 x^3$
4	$15,55x - 8,06$	$95,5x - 10,76$	$-4,884 + 5,08 \cdot 10^2 x - 4,58 \cdot 10^3 x^2 + 1,27 \cdot 10^4 x^3$
5	$5,72x - 7,306$	$56,2x - 9,854$	$31,216 - 2,65 \cdot 10^2 x + 7,62 \cdot 10^2 x^2 + 7,13 \cdot 10^2 x^3$
6	$-21x - 5,46$	$36,8x - 9,812$	$19,066 - 18,39x + \ln \left[\frac{\left(1 - e^{-\frac{960}{T}}\right)^3}{1 - e^{-\frac{3380}{T}}} \right]$

Примечание. $x = T^{-1/3}$.

Как известно, коэффициент усиления (поглощения) в центре линии, уширенной одновременно за счет доплеровского эффекта и вследствие влияния столкновений, можно представить в виде [20]

$$K = \frac{\lambda^2 A_{nm}}{8\pi V \frac{mc}{h}} \left[N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right] \cdot \frac{a}{\Delta_c} H(a, 0) \text{ 1/см.}$$

Здесь N_n , N_m , g_n , g_m — заселенности (см^{-3}) и статистические веса верхнего и нижнего уровня соответственно; A_{nm} — коэффициент Эйнштейна для спонтанного перехода $n \rightarrow m$ (с^{-1}); λ — длина волны перехода, см; c — скорость света, см/с; Δ_c — полуширина линии за счет столкновений;

$$a = \frac{\Delta_c \sqrt{\ln 2}}{\Delta_D},$$

где $\Delta_D = \left(\frac{2RT \ln 2}{\mu} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\lambda c}$ — доплеровская полуширина; R — универсальная газовая постоянная; μ — молекулярный вес CO_2 ; $H(a, 0)$ — значение функции Фойхта в центре линии. Обычно полагают, что ударная полуширина линии обратно пропорциональна квадратному корню из значения температуры, так что

$$\Delta_c = p \sqrt{\frac{300}{T}} \sum \bar{\alpha}_i \xi_i \text{ 1/см,}$$

где $\bar{\alpha}_i$ — ударная полуширина линий углекислого газа при $T = 300^\circ \text{K}$ при атмосферном давлении i -го газа; ξ_i — молярная доля этого газа. Однако измерения [21] в диапазоне температур 300—420° K показали, что величина Δ_c обратно пропорциональна температуре

$$\Delta_c = p \cdot \frac{300}{T} \sum \bar{\alpha}_i \xi_i.$$

¹ Авторы глубоко признательны Р. И. Серикову, ознакомившему их с постановкой работы и результатами [19].

Измерения Δ_c при более высоких значениях температуры пока не проведены. В дальнейшем при сравнении с результатами эксперимента использованы оба выражения для Δ_c . Величины A_{nm} и $\bar{\alpha}_i$ измерены в ряде работ: $A_{nm}=0,21$ 1/с [22], $\bar{\alpha}_{\text{CO}_2}=0,098$ 1/см·атм [23, 24], $\bar{\alpha}_{\text{N}_2}=0,0704$ 1/см·атм [24, 25], $\bar{\alpha}_{\text{He}}=0,0547$ 1/см·атм [23], а для $\bar{\alpha}_{\text{H}_2\text{O}}$ из-за отсутствия сведений, по-видимому, можно принять данные по уширению водородом [23], но для молекул с массой H_2O ($\bar{\alpha}_{\text{H}_2\text{O}}=0,0423$ 1/см·атм).

Следуя обычным предположениям, будем считать, что основной вклад в усиление (поглощение) вносит переход для $J=20$ в p -ветви полосы (001—100) молекулы CO_2 , а сдвиг линий, генерируемых в зондирующем лазере и наблюдаемых в исследуемом газе, отсутствует. Тогда для заселенности верхнего уровня можно взять выражение (приближение наиболее сильной линии):

$$N_n = \frac{2hc}{kT} B_{001} g_n N_{001} \exp[-hcB_{001} J_n(J_n + 1)/kT],$$

где B_{001} — вращательная постоянная ($B_{001}=0,3866$ 1/см³); N_{001} — заселенность колебательного уровня (001) молекулы CO_2 ; $hc/k=1,43883$ см·°К; $J_n=20$; $g_n=2J_n+1$. Аналогичное выражение можно записать для N_m ($B_{100}=0,3897$ 1/см, $J_m=19$). Функция $H(a, o)$ при $a \leq 0,2$ разлагается в ряд [26] $H(a, o)=1-1,12838a+a^2-0,752a^3+0,5a^4+\dots$, а при $a > 1,4$ — в ряд [27]

$$H(a, o) = \frac{1}{\sqrt{\pi}a} \left(1 - \frac{1}{2a^2} + \frac{3}{4a^4} + \dots \right).$$

Промежуточные значения при $0,2 < a \leq 1,4$ можно с достаточной точностью аппроксимировать простым соотношением

$$H(a, o) = 1,067/(1+1,5a).$$

Заселенность колебательных уровней N_i определяется колебательной и поступательной температурой и парциальным давлением газа, абсолютное значение инверсии между рассматриваемыми колебательными уровнями равно $\Delta N = N_{001} - N_{100}$.

Образцы полученных решений для изучаемых смесей и конфигурации сопла, применяемого в описанных выше экспериментах, приведены на рис. 5. Из расчетов видно, что колебательная температура v_3 -типа колебаний CO_2 увеличивается за счет обмена с молекулами азота в расширяющемся потоке. Абсолютное значение инверсии сначала быстро увеличивается, достигает максимума и затем медленно уменьшается к выходу из сопла. Отметим, что коэффициент усиления при этом может еще увеличиваться, что связано с уменьшением давления и сужением линий.

Сравнение экспериментальных и расчетных значений коэффициента усиления

Проведение сравнения результатов расчета и эксперимента осложняется изменением во времени регистрируемого в опытах уровня усиления света. Для наглядности сопоставления расчетные значения нанесены непосредственно на осциллограммы усиления света в потоке (рис. 6). В целом можно констатировать достаточно удовлетворительное совпадение результатов расчета с экспериментами, проведенными с лазерными смесями. Такое совпадение отмечается и в целом ряде других работ.

Для количественной оценки совпадения будем опираться на средний уровень коэффициента усиления, зарегистрированный во время

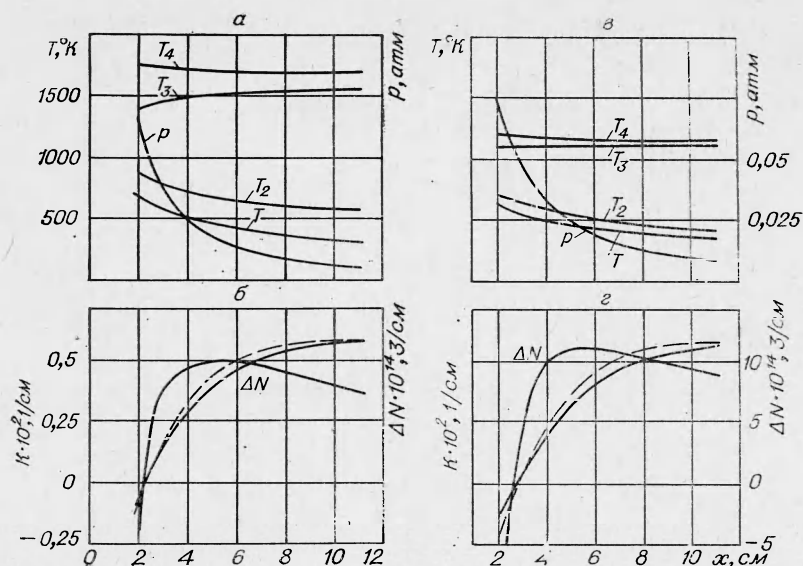


Рис. 5. Распределение температур T , T_i и давления (а), абсолютной ионизации ΔN и коэффициента усиления K (б). Сплошной линией указаны значения K для $\Delta_c \sim (1/\sqrt{T})$, штрихом — для $\Delta_c \sim 1/T$.
а, б) смесь 10% $\text{CO}_2 + 40\% \text{N}_2 + 50\% \text{He}$, $T_0 = 2540^\circ \text{K}$, $p_0 = 5,5$ атм; в, г) смесь 15% $\text{CO}_2 + 83\% \text{N}_2 + 2\% \text{H}_2\text{O}$, $T_0 = 1700^\circ \text{K}$, $p_0 = 5,15$ атм.

квазистационарной стадии процесса. Из-за различий в начальных условиях целесообразно отклонение между расчетом и экспериментом в каждом опыте нормировать на значение, полученное в этом же опыте. В этом случае получается, что в среднем по четырнадцати экспериментам (6 опытов со смесью 10% $\text{CO}_2 + 40\% \text{N}_2 + 50\% \text{He}$ и 8 опытов со смесью 15% $\text{CO}_2 + 83\% \text{N}_2 + 2\% \text{H}_2\text{O}$) согласие можно охарактеризовать следующими показателями. Расчет, выполненный для $\Delta_c \sim 1/\sqrt{T}$, при-

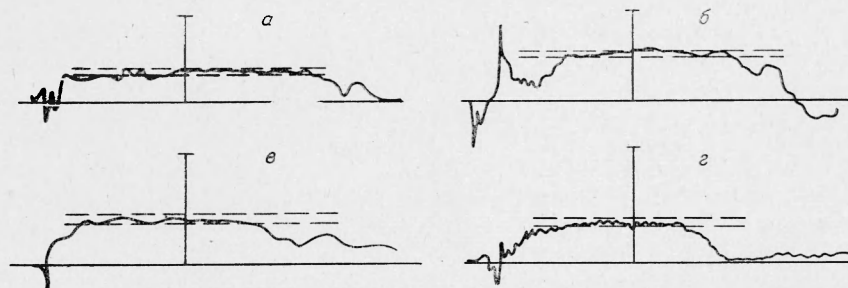


Рис. 6. Сопоставление экспериментальных и расчетных значений коэффициента усиления.
Смесь 15% $\text{CO}_2 + 83\% \text{N}_2 + 2\% \text{H}_2\text{O}$: а) $T_0 = 1800^\circ \text{K}$, $p_0 = 5,92$ атм, $x = 5,9$ см; б) $T_0 = 1860^\circ \text{K}$, $p_0 = 6,5$ атм, $x = 8,5$ см; смесь 10% $\text{CO}_2 + 40\% \text{N}_2 + 50\% \text{H}_2\text{O}$: в) $T_0 = 2300^\circ \text{K}$, $p_0 = 4,7$ атм, $x = 4,2$ см, г) $T_0 = 2100^\circ \text{K}$, $p_0 = 5,6$ атм, $x = 7,0$ см.
Штриховые линии — расчет.

водит к результатам на 9% меньшим, чем в опытах. Если полагать, что $\Delta_c \sim 1/T$, то согласие улучшается: в среднем расчетные данные лишь на 1% превышают опытные. Однако разброс данных достаточно велик: с доверительной вероятностью 0,95 можно лишь утверждать, что различие между экспериментом и теорией меньше 23% в первом случае и 14% во втором. Это сравнение не только подтверждает общее согласие расчета и опыта, но и указывает на то, что экстраполяция значений ударной полуширины обратно пропорционально температуре

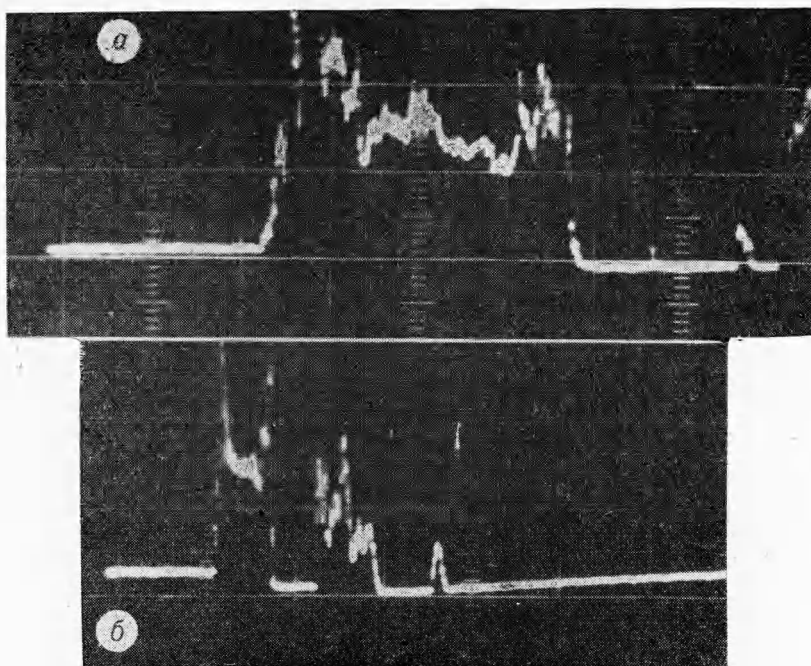


Рис. 7. Осциллограммы сигналов лазерной генерации для смеси 10% CO_2 + 40% N_2 + 50% He (вертикальная прямая — начальный уровень интенсивности зондирующего сигнала).

а) развертка 200 мкс; б) развертка 10 мкс.

более предпочтительна, нежели обратно пропорционально корню квадратному из значений температуры, как это часто полагают.

Пробная генерация

Для получения пробной генерации света вместо оптических окон в боковых стенках сопла были установлены два зеркала диаметром 30 мм с алюминиевым покрытием (одно — плоское, другое — вогнутое с радиусом кривизны около 1300 мм). Излучение выводилось через одно отверстие $\varnothing$ 2 мм в вогнутом зеркале, закрытое пластиной из бромистого калия. Генерируемая энергия регистрировалась терморadiационным приемником и составила 0,1—0,2 Дж, а временная развертка регистрировалась с помощью использованных ранее фотоприемников Ge—Au . Образцы осциллограмм генерации света представлены на рис. 7. В квазистационарном периоде течения газа в сопле уровень генерации достаточно стабилен; затем наступает срыв генерации и спустя примерно 1 мс она возникает вновь. Далее наблюдается третья, более слабая вспышка. Эти пульсации соответствуют ранее отмеченным изменениям коэффициента усиления в исследованных смесях газов.

Поступила в редакцию
16/III 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Е. Smith. J. Fluid Mech., 1966, 24, 4, 625.
2. В. Н. Макаров, О. П. Шаталов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, 5.
3. Г. В. Гембаржевский, Н. А. Генералов и др. ЖЭТФ, 1972, 65, 844.

4. R. A. Meinzer. AIAAJ., 1972, **10**, 4.
5. S. Vatsiv, E. Greenfield a. o. Appl. Phys. Letters, 1971, **19**, 3.
6. G. Lee, F. E. Gowen. Appl. Phys. Letters. 1971, **18**, 6.
7. G. Lee, F. E. Gowen, J. R. Hagen. AIAAJ., 1972, **10**, 1.
8. W. H. Christiansen. AIAA Paper, 1971, 71, 572.
9. А. П. Дронов, А. С. Дьяков и др. Письма в ЖЭТФ, 1970, **11**, 516.
10. А. С. Бирюков, А. П. Дронов и др. В сб. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972.
11. А. Н. Демин, Е. М. Кудрявцев и др. Квантовая электроника, 1972, **3** (9).
12. D. M. Kuehn. Appl. Phys. Letters, 1972, **21**, 3.
13. Н. Г. Басов, В. Г. Михайлов и др. ЖЭТФ, 1968, **38**, 12.
14. J. D. Anderson. Phys. Fluids, 1970, **13**, 8.
15. Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, И. К. Селезнева. ПМТФ, 1971, 5.
16. S. A. Munjee. Phys. Fluids, 1972, **15**, 3.
17. R. L. Taylor, S. Bitterman. Rev Modern. Phys., 1969, **41**, 1.
18. C. W. von Rosenberg, K. N. C. Bray, N. H. Pratt. J. Chem. Phys., 1972, **56**, 7.
19. А. С. Бирюков, В. К. Конюхов и др. ФИАН СССР, препринт № 9, 1973.
20. С. С. Пеннер. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов. М., ИЛ, 1963.
21. R. Ely, T. K. McCubbin. Appl. Optics, 1970, **9**, 5.
22. E. T. Gerry, D. A. Leonard. Appl. Phys. Letters, 1966, **8**, 227.
23. R. R. Patty, E. R. Monring, J. A. Gordner. Appl. Optics, 1968, **7**, 11.
24. C. Young, R. W. Bell, R. E. Chapman. Appl. Phys. Letters, 1972, **20**, 8.
25. T. K. McCubbin, R. R. Mooney. JQSRT, 1968, **8**, 1255.
26. D. L. Harrus. Astrophys. J., 1948, **108**, 112.
27. Методы исследования плазмы. Под ред. Лохте-Хольтгревена. М., «Мир», 1971.

УДК 536.46

О КУСОЧНО-ОДНОМЕРНЫХ МОДЕЛЯХ СВЕРХЗВУКОВОГО ГОРЕНИЯ И ПСЕВДОСКАЧКА В КАНАЛЕ

Е. С. Щетинков
(Москва)

Как известно из газовой динамики, при одномерном подводе тепла к сверхзвуковому потоку в цилиндрическом канале скорость потока монотонно уменьшается, а давление возрастает по длине канала. Предельное количество тепла определяется явлением «теплового запира- ния», т. е. достижением звуковой скорости в конце канала. Известно много экспериментов, в которых реализуется описанная картина тепло- вого запираения и подтверждается допустимость одномерной трактовки сверхзвукового горения в канале [1, 2].

Наряду с этим известны эксперименты, где давление по длине ка- нала ведет себя иначе: сначала возрастает до некоторого максималь- ного значения, а затем начинает уменьшаться [3, 4]. Такой двойствен- ный характер изменения давления позволяет провести аналогию с одномерным уравнением детонационной адиабаты, которое, как из- вестно, допускает тоже два решения: «недосжатые», или слабые волны (с монотонным подъемом давления), и «пересжатые», или сильные вол- ны (с быстрым подъемом давления в прямом скачке и последующим его уменьшением из-за подвода тепла к дозвуковому потоку).

Однако первые же попытки количественного анализа эксперимен- тальных данных на основе указанной аналогии показывают, что воп- рос требует более детального изучения. В частности, не очень ясно, почему в пересжатой волне никогда не достигаются давления, харак-